



TITLE:

SQUID : 巨視的量子性(量子力学の基礎について,研究会報告)

AUTHOR(S):

藤田, 敏三

CITATION:

藤田, 敏三. SQUID : 巨視的量子性(量子力学の基礎について,研究会報告). 物性研究 1984, 41(5): 287-290

ISSUE DATE:

1984-02-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/91198>

RIGHT:

$$\varphi(\alpha, k, r) \sim \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{2}{k}\right)^{\alpha+\frac{1}{2}} \Gamma(\alpha+1) \sin \left[kr + \delta(\alpha, k) + \frac{1}{4}\pi \right]$$

と書き直せる。 $\delta(0, k) = 0$ であることに注意すれば、 $\delta(\alpha, k)$ は、磁場の影響による位相のずれと解釈できる。

以上、取り扱ったのは円筒波の意味でのS波だけであるが、とにかく、 z 軸上にだけ存在する磁場によって電子の波が散乱され、そのときの phase shift が0でないことが確認された。これは、AB効果と言ってよいだろう。

3) 結論： AB効果は理論的に可能である。このことは、従来の電磁気学と量子力学をそのまま使って言える。すなわち、Maxwell方程式とSchrödinger方程式の可能な解の一つに、このようなものが実際あるということである。

この場合、電子の波動関数は z 軸上では0で、電子は磁場からのローレンツ力をまったく受けていない。だから、効果はもっぱらポテンシャルによると言ってよいが、しかし、ポテンシャルそれ自身に物理的意味があると言うのは正しくないだろう。Realityに対応するものは、“ポテンシャルのequivalent class”であると言うべきだろう。個々のポテンシャルはゲージの選び方で変わるが、equivalent classは変わらない。これはgauge independentな意味をもち、ゲージ不変量を使って区別できる。

SQUID ——— 巨視的量子性

東北大・理 藤 田 敏 三

§ 1. Introduction

最近、SQUID(超伝導量子干渉計)の特性改善が進み、固有雑音を単位帯域あたりのエネルギーに換算した値が、プランク定数 \hbar の数倍にまで近づいている。このような研究は、高感度計測素子としての分解能の限界に挑戦するという技術的意義をもつことは言うまでもない。一方、巨視系における状態のゆらぎが、量子論のゼロ点運動できまる値に迫っている例として、基礎的興味も深い。量子論が巨視的体系に適用できるかどうか必ずしも自明でないことを考えると、これを直接検証できるかも知れない具体例として、SQUIDのふるまいが注目されるのは当然であろう。つまり、SQUIDにSchrödingerの猫の役割を期待するのである。SQUID

の動作を支えている超伝導それ自体、しばしば、巨視的尺度にわたってコヒーレントなクーパ対によるという意味で巨視的量子現象とよばれている。しかし、ここで取扱うのは、散逸につながるような個別励起の効果が十分小さい場合を考えて、クーパ対の集団運動を記述する巨視的状態変数の量子論的ふるまい——いわゆる、Macroscopic Quantum Tunneling (MQT) や Macroscopic Quantum Coherence など——に関わる最近の成果の概略である。

§ 2. Fluxoid State in a SQUID Ring

ジョセフソン接合を1つ含む rf SQUID リングを考える。このリングのふるまいは、Resistively Shunted Junction モデルを使うと、簡単な運動方程式

$$C \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{\partial U}{\partial \Phi} = 0 \quad (1)$$

で記述できる。ここで、 Φ はリングを貫く内部磁束、 C と R は臨界電流 I_c の理想的なジョセフソン接合と並列に加わっていると仮定した静電容量と抵抗である。

$$U = \frac{1}{2L} (\Phi - \Phi_x)^2 - \frac{\Phi_0 I_c}{2\pi} \cos\left(\frac{2\pi\Phi}{\Phi_0}\right) \quad (2)$$

は系のポテンシャルで、 Φ_x は磁場として外部から加えた磁束、 $\Phi_0 = h/2e$ は磁束量子である。 U の形は、素子パラメタ L 、 I_c だけでなく Φ_x にも依存し、したがって外部から制御可能であるという特徴をもつ。 $\partial U / \partial \Phi = 0$ によって、 Φ と Φ_x の準静的応答が与えられる(図1)。 $LI_c > \Phi_0$ の場合、 Φ_x を適当な値に固定すると、例えば図2のような複数の極小をもつポテンシャルが実現できる。図1で Φ_x を増大して Φ_{xc} に達すると、ポテンシャルの山がきえ ($\Delta U \rightarrow 0$)、フラクソイド状態の転移がおこり、 Φ のジャンプが期待されるのであるが、実際には、 Φ_{xc} に達する以前に、熱エネルギーの助けをかりて $e^{-\Delta U/kT}$ に比例した割合で Φ のジャンプが起ってしまう。この過程が確率的で、 Φ_x を掃引すればジャンプの起きる Φ_x の値に分布が生じる。これが、通常の SQUID の固有雑音になる。この熱的固有雑音できまる SQUID の磁束分解能は $T^{2/3}$ の温度依存性をもつことが計算されている。

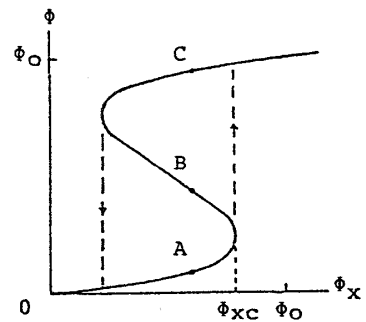


図1

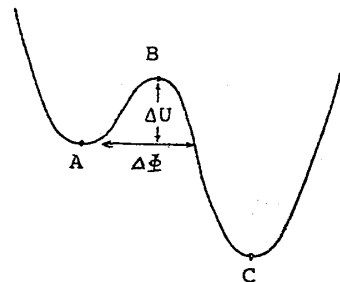


図2

§ 3. Macroscopic Quantum Tunneling and Coherence in a SQUID Ring

SQUID リングのふるまいが本当に量子力学的であるとすれば、低温 ($\Delta U \gg kT$) においても、トンネル効果によりフラクソイド状態間の転移が期待できる筈である。これが MQT である。まず、散逸を無視できる場合 ($R \rightarrow \infty$) を考えると、MQT による転移の確率は、WKB 法により、

$$\frac{1}{\tau_{WKB}} = \omega_0 \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_A^B \sqrt{2C(U - U_0)} d\Phi \right\} \quad (3)$$

で計算できる。ここで、 $U_0 = U_A + \hbar\omega_0/2$, $\omega_0^2 \approx 1/LC$ である。この効果は静電容量 C が小さい方が顕著になり、また当然のことながら温度に依存しない。

外部磁場を調節して、例えば $\phi_x = \Phi_0/2$ にすれば、 U は対称的になり、ポテンシャルの山の両側の状態は同じエネルギーをもつ。したがって、量子力学の基本ともいえる重ね合せの原理が適用できるとすれば、この2つの状態 ψ_A, ψ_B から、MQT により、2つのポテンシャルの谷に拡がった2つの状態 $\psi_A \pm \psi_B$ になって縮退が解ける。そのエネルギー差は $2\hbar\Gamma \approx 2\hbar/\tau_{WKB}$ となるであろう。ここで、注目しておきたいのは、 ψ_A と ψ_B は磁束という測定可能な変数 Φ で区別する巨視的に異った2つの状態である。このような状態間で、はたしてトンネル効果が生じたり、重ね合せの原理が適用できる (MQC) であろうか、実際に実験で検証する必要がある。

以上の議論で無視した散逸の効果は、現実の SQUID では重要になる。Caldeira と Leggett の計算によれば、散逸の効果はトンネリングの確率を小さくする。したがって、

$$\frac{1}{\tau_{WKB}} \longrightarrow \frac{1}{\tau_{WKB}} \times \exp \left[-\frac{A(\Delta\Phi)^2}{\hbar R} \right] \quad (4)$$

と置き換えねばならない。ここで、 A は1程度の数因子、 $\Delta\Phi$ はトンネル距離である。若干の異論もあるようだが、この計算結果は正しいとされている。

§ 4. Experimental Evidences and Numerical Considerations

これまでに、① SQUID の固有雑音の測定結果、1K 近傍あるいは1K 以下の低温になると、温度依存性が小さくなること、② ϕ_x を掃引して調べた $\Phi - \phi_x$ 特性の形状の解析、③ 素子パラメタを個々に測定して見積った転移確率の議論など、間接的ではあるが SQUID における MQT からの寄与を示す実験的証拠がいくつか報告されている。より直接的な実験は、Boer と Ouboter によって行われている。彼らは、ポテンシャルがほぼ対称的な状況で、1つの SQUID リング内の Φ の時間的变化、つまり磁束のジャンプを別の SQUID 磁束計で観測した。その結果、4.2K 近傍で磁束ジャンプの頻度が強い温度依存性を示したが、1K 近傍まで温度を下げると

温度依存性が極めて小さくなったと報告している。これらの実験結果の解析からMQTの存在は確かになりつつあるが、MQCを示唆するような実験報告は未だ見当たらない。

代表的な素子パラメタを用いて評価するとMQTに必要な時間は $\tau_0 \sim \omega_0^{-1} \sim 10^{-10} s$, MQCでは $\tau_{WKB} \sim \Gamma^{-1} \sim 10^{-4} s$ となる。MQTからの寄与が熱的效果をしのいで観測できるためには、 $kT < \hbar\omega_0$ 。また τ_0 の間に波束の収束をひき起すような観測（外界との相互作用）をさけるには、 $R > \omega_0 L$ 。これらからきまる $T < 1K$, $R > 1M\Omega$ は、比較的实现しやすい実験条件である。一方、MQCの観測に必要な条件はあまりはっきりしない。仮に、MQTとの単なる対比から、 $\hbar\Gamma < kT$, $R > \Gamma L$ を用いれば、 $T < 1\mu K$, $R > 1M\Omega$ となって、現段階では実現不可能に近い条件である。散逸の効果あまり大きくないこと $A(\Delta\Phi)^2/\hbar R < 1$ からは、 $R > 10k\Omega$ となり多少条件が弱まる。温度に関しても実験方法によっては、 mK 領域で観測可能になるかもしれない。いずれにしても、MQTに比べMQCの方が実験条件がきびしくなることは確かである。

本稿では、文献その他詳細を一切省略しました。国際会議“量子力学の基礎と新技術”におけるA. J. LeggettおよびR. de Bruyn Ouboterの論文を参照して下さい。

透過光（ポラリトン）と反射光との相関¹⁾

九大・教養 中山正敏

固体に入射した光は、反射波と透過波に分れる。反射波と透過波は可干渉である。すなわち、量子論的に言えば、光子はこれらの波の組合せの状態の量子である。したがって、1個の光子を考えると、透過光として観測されれば反射光として観測されることはない。半透明鏡で分けた透過光と反射光の強度相関の実験は50年代から行われている。決定版的なものはClauserによる実験²⁾で、量子論的相関の存在を実証した。

最近、桑田真・長沢信方両氏によってCuClという半導体についてなされた実験結果³⁾も、この量子論的相関の存在を示していると思われる。半導体の励起子（伝導帯の電子と価電子帯の正孔とが束縛された準粒子）共鳴域では、透過波は励起子分極波と電磁波の混成波となる。これをポラリトンという。その分散は $c^2 k^2 = \epsilon(k, \omega) \omega^2$ で与えられる。誘電率 ϵ が波数 k に依存すれば、分散は複数の分枝よりなる。標準的な励起子模型に対しては、上枝(UBP)と下枝(LBP)の2種のポラリトンがある。したがって、ある振動数域では、与えられた振動数 Ω_2 と偏